



Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans les collisionneurs hadroniques

F. Chevallier

► To cite this version:

F. Chevallier. Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans les collisionneurs hadroniques. Journées de Rencontre des Jeunes Chercheurs, Dec 2005, Aussois, France. pp.173-176. in2p3-00186975

HAL Id: in2p3-00186975

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00186975>

Submitted on 13 Nov 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Mesure de la section efficace de production de paires de quarks top dans les collisionneurs hadroniques.

Florent CHEVALLIER
LPSC, Grenoble



36.1 Introduction

La découverte du quark top en 1994 par les deux expériences du TeVatron a montré le pouvoir prédictif du Modèle Standard (MS). S'est alors ouverte une ère de mesures de précision pour en vérifier ses propriétés. Dans ce contexte, je m'intéresse à la mesure de la section efficace de paires de quarks top avec les détecteurs DØ (Fermilab) et ATLAS (CERN).

36.2 Phénoménologie du quark top

36.2.1 Caractéristiques du quark top

Le quark top est un fermion de charge $2/3$ ($-4/3$ exclue à 95% C.L. [1]) et est très massif : les mesures directes et indirectes donnent $m_{\text{top}} \approx 175 \text{ GeV}/c^2$. Ce quark a un temps de demie-vie (prédit par la théorie) d'environ 4.10^{-25} s ($\Gamma_{\text{top}} = 1.4 \text{ GeV}$), très inférieur au temps d'hadronisation $1/\Lambda_{\text{QCD}} \approx 3.10^{-24} \text{ s}$. En conséquence, il n'a pas le temps de former des systèmes liés avec d'autres particules ($t\bar{t}$ par exemple). Il se désintègre alors en tant que quark seul par interaction faible en un boson W et un quark q (d, s ou b), ses rapports de branchements étant proportionnels aux termes $|V_{tq}|^2$ de la matrice V_{CKM} . Cette matrice a été construite, dans le cadre du MS, sous des hypothèses fortes : elle est unitaire (ie. $|V_{CKM}|^2 = 1$) et il n'y a que trois familles de quarks. De sorte que les mesures de certains de ses éléments contraignent $|V_{tb}|$ à 0.9992 ± 0.0004 [2]. Par conséquent, le top va, dans le cadre du MS, se désintégrer presque exclusivement en W-b.

Les mesures actuelles au TeVatron sont les suivantes : $m_{\text{top}} = 172.9 \pm 2.9 \text{ (stat + syst) GeV}/c^2$, $|V_{tb}|^2 = 1.03^{+0.19}_{-0.17}$ et $\sigma_{t\bar{t}} = 7.9^{+1.7}_{-1.5} \text{ (stat + syst) pb}$ [1] et sont en bon accord avec les prédictions du MS.

36.2.2 Production en paires dans les collisionneurs hadroniques et signature

La production de top par interaction forte est le mode dominant dans les collisionneurs hadroniques. Le type de collision pp ou $p\bar{p}$ et leur énergie détermine la contribution relative de chaque diagramme à la production totale $t\bar{t}$. Au TeVatron, collisionneur proton-antiproton avec une énergie disponible de $\sqrt{s} =$

1.96 TeV , 15% des paires de quarks top sont produites par fusion de gluons, le restant par fusion $q\bar{q}$. La section efficace totale est $\sigma_{t\bar{t}}^{\text{NLO}} = 6.7^{+0.71}_{-0.88} \text{ pb}$. Au LHC, le mode dominant est la fusion de gluons et représente 90% des paires produites. La section efficace totale est $\sigma_{t\bar{t}}^{\text{NLO}} = 833^{+52}_{-39} \text{ pb}$. Les incertitudes théoriques sur la section efficace sont liées aux incertitudes sur la masse du top, sur l'évolution de α_s à la valeur $\alpha_s(\mu^2)$, aux choix des échelles de renormalisation et de factorisation et aux fonctions de densités partoniques.

Comme le top se désintègre en Wb (dans le MS), les états finaux recherchés dépendent des canaux de décroissance du W. Ceci permet d'identifier l'état final "hadronique" $t\bar{t} \rightarrow (Wb)(Wb) \rightarrow (jjb)(jjb)$ qui combine un grand rapport de branchement (44%) mais beaucoup de bruit de fond QCD ; l'état final "dileptonique" $t\bar{t} \rightarrow (Wb)(Wb) \rightarrow (l\nu b)(l\nu b)$ ($l = e, \mu$) très propre mais avec un petit rapport de branchement (5%); et l'état final "lepton+jets" $t\bar{t} \rightarrow (Wb)(Wb) \rightarrow (l\nu b)(jjb)$ ($l = e, \mu$) qui combine les avantages des deux autres canaux : le rapport d'embranchement vaut $\approx 30\%$ et le bruit de fond est réduit par la présence d'un lepton isolé énergétique et d'une grande énergie manquante. C'est ce canal que j'ai étudié pour la mesure de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$.

36.2.3 Les mesures de précision autour du quark top

La physique du quark top permet de tester le secteur électrofaible du MS selon plusieurs approches : la production, les caractéristiques et la désintégration du top.

– Production de quarks top

La production de quarks top est dominée par les processus QCD, mais il existe aussi trois canaux pour la productions par voie électrofaible (voie s : $q\bar{q}' \rightarrow W^* \rightarrow t\bar{b}$, voie t : $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{t}b$ et production associée : $b\bar{g} \rightarrow b^* \rightarrow t\bar{W}$). La mesure de ces taux de production est un test de la QCD et de l'interaction électrofaible. Elle peut être interprétée pour la recherche de résonances $t\bar{t}$, de bosons de jauge supplémentaires neutres ou chargés. Les mesures de corrélations de spin dans les paires $t\bar{t}$ donnent aussi une indication sur leur mode de production (fusion de quarks ou de gluons).

– Les caractéristiques du top

La masse du top est un paramètre important du MS. En effet, les corrections radiatives des observables physiques (M_W , M_Z , ...) font intervenir m_{top} . En particulier, la détermination précise et concomitante de la masse du top et de celle du W contraint fortement la masse du boson de Higgs. De plus, m_{top} est proche de l'énergie de brisure de la symétrie électrofaible $v \approx 246 \text{ GeV}$ ce qui suggère un lien étroit avec ce mécanisme et une certaine sensibilité à des particules exotiques.

La mesure de V_{tb} est importante pour valider les hypothèses d'unitarité avec exactement trois générations de quarks, puisqu'il est déjà contraint par des mesures indirectes. Les couplages du top notamment avec les bosons γ , Z et H (probablement hors du seuil) peuvent aussi être étudiées.

La mesure de la charge du top permet d'invalider ou non le MS puisque certains modèles prédisent une charge de $-4/3$.

Enfin, le spin du top peut être mesuré à partir de celui de ses produits de désintégration, puisque ce quark ne s'hadronise pas.

– Les désintégrations du top

La recherche des différents canaux de désintégration du top permettent de mesurer ses rapports de branchements : $t \rightarrow Wq$. Ceux-ci peuvent être interprétés en termes de couplages avec de nouvelles particules (2HDM, SUSY, GUT). Les désintégrations rares (pingouins $t \rightarrow H/Z/g/\gamma + c/u$) sont aussi sensibles à de la nouvelle physique.

La mesure des propriétés du W issu du top comme l'hélicité est aussi un test du MS puisqu'elle est sensible à la nature en V-A de l'interaction électrofaible.

tillonnage uranium/argon liquide et permet d'identifier et de mesurer l'énergie des électrons, photons, jets et l'énergie transverse manquante. Il fait environ sept longueurs d'interaction nucléaire, garantissant le confinement de la plupart des objets sauf les neutrinos et les muons de haut p_T . La segmentation du calorimètre est $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$. La résolution pour les électrons est de $\sigma_E/E \approx 15\%/\sqrt{E} \oplus 0.3\%$ et $\sigma_E/E \approx 45\%/\sqrt{E} \oplus 4\%$ pour les pions. Ils offrent une bonne compensation e/π inférieure à 1.05 au-dessus de 30 GeV. Enfin, en raison de l'herméticité et de la linéarité des calorimètres, leur fonction de réponse est bien décrite par une distribution gaussienne.

A la périphérie du détecteur se trouve le spectromètre à muons. Il est constitué de plusieurs couches de *proportional drift tubes* (PDT) dans la région centrale et de *mini drift tubes* (MDT) dans les régions avant-arrières ($1 < |\eta| < 2$) entre lesquelles se trouvent des plans de scintillateurs servant au déclenchement. Un champ magnétique de 1.8 T courbe la trajectoire de muons ce qui permet la mesure de leur impulsion.

Le système de déclenchement de DØ possède quatre niveaux pour ne sélectionner que les événements ayant un potentiel de physique intéressant. Le niveau 0 (L0) est déclenché par des hodoscopes situés proches du faisceau. Ils détectent les collisions inélastiques et servent à la mesure de la luminosité. Ensuite le niveau 1 (L1) consiste en une combinaison de conditions élémentaires sur les informations brutes des détecteurs pour permettre un traitement rapide. Le taux de sortie L1 est de 10 kHz. Le niveau 2 (L2) permet d'affiner les décisions du L1. Il reconstruit des "pré-objets" et établit des corrélations entre-eux. Le taux de sortie L2 est de 1 kHz. Au niveau 3 (L3), l'ensemble des données du détecteur est lu et numérisé. Ces informations précises sont traitées par des versions rapides des algorithmes de reconstruction de DØ. Le taux d'écriture en sortie du L3 est de 50 Hz au maximum.

La luminosité à DØ suit le scénario optimiste : 1 fb^{-1} de données ont été enregistrées sur bande depuis octobre 2005 ; la luminosité instantanée dépasse $1.3 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec une efficacité d'acquisition sur bande de 85%.

36.4 Etiquetage des jets beaux par leptons mous

La désintégration des paires de quarks top produit deux quarks b et leur identification conduit à une réduction certaine des sources de bruit de fond.

Pour identifier les mésons B, on peut mettre à profit deux caractéristiques essentielles et particulières aux quarks b : leur temps de vie ($\tau_B \approx 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ s}$) et leur taux de désintégration semileptonique ($BR(b \rightarrow e\nu X) \approx 19\%$ incluant $b \rightarrow c \rightarrow e\nu X$). La première a pour conséquence la présence de vertex secondaires, ou déplacés, et des traces à grand paramètre d'impact

36.3 Le détecteur DØ

C'est un détecteur généraliste pour étudier la physique de haut moment transverse (p_T). Il est constitué de plusieurs sous-détecteurs concentriques entourant la zone de collision. Les plus proches sont les détecteurs internes, *silicon microstrip tracker* (SMT) et *central fiber tracker* (CFT), qui ont pour mission d'identifier et de reconstruire le point d'interaction (processus dur), les vertex déplacés, les trajectoires de particules chargées. La mesure de leur impulsion est alors possible grâce au champ magnétique de 2 T généré par le solénoïde. Leur résolution pour la partie centrale ($|\eta| \leq 1$) vaut $\delta p_T/p_T \approx 0.2 \text{ pT}\%$.

Les détecteurs de pieds de gerbe *central pre-shower* (CPS) et *forward pre-shower* (FPS) ont pour but d'améliorer la séparation e/π et les résolutions en énergie/position des électrons, dégradées par la présence du solénoïde et du cryostat.

L'expérience DØ est équipée d'un calorimètre à échan-

($c\tau_B \approx 0.46 \text{ mm}$). La deuxième est la présence de leptons mous (assez peu énergétiques) dans les jets. C'est cette caractéristique que j'ai utilisée pour mon analyse.

36.4.1 Le "soft muon tag"

Cet algorithme développé et approuvé par la collaboration DØ recherche la présence de muons ($p_T \geq 4 \text{ GeV}/c$) dans un jet. L'association est faite géométriquement dans un cône autour de l'axe du jet.

36.4.2 Le "soft electron tag"

Le "soft électron tag" a pour but de reconstruire des électrons mous dans les jets. La difficulté principale de cet algorithme est d'identifier un objet électromagnétique (EM) dans un jet dont l'énergie est, en général, déposée majoritairement dans la même région du calorimètre. Cela a nécessité l'utilisation et l'amélioration d'un algorithme existant : la méthode de la route.

Ce nom s'inspire de la méthode même de recherche et de reconstruction de l'électron mou. Elle utilise le fait que la segmentation du calorimètre DØ est adaptée à la taille transverse d'une gerbe EM ; que les électrons sont associés à une trace dans le CFT, et que ces électrons mous ne déposent leur énergie que dans les premières couches du calorimètre EM.

Les performances de cet algorithme ne sont pas suffisantes pour qu'il soit utilisé pour l'étiquetage des jets beaux : il ne rejette pas assez de faux électrons mous (mésons légers chargés π^\pm, K^\pm), particules dominantes dans les jets. Mon travail a donc consisté à améliorer l'identification des électrons mous en utilisant les *pre-showers* CPS et FPS, conçus initialement pour aider la discrimination e/π . Le FPS n'est pas utilisé car il est encore en phase de calibration.

L'association cluster CPS + trace a un bon pouvoir discriminant : la simulation montre que 90% des électrons mous passent ce critère pour un facteur de rejet supérieur à 15 pour les faux électrons mous. L'étude sur des données réelles ($J/\Psi \rightarrow e^+e^-$) a confirmé ces résultats.

La figure 36.1 montre, pour des électrons mous, la dis-

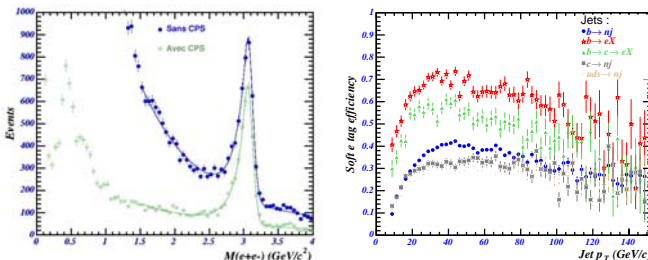


FIG. 36.1 – A gauche, distribution en masse invariante e^+e^- pour des électrons reconstruits par la méthode de la route sans (ronds bleus) et avec (étoiles vertes) CPS. FIG. 36.2 – A droite, probabilité d'étiquetage, par électrons mous, de jets centraux ($|\eta_{\text{détecteur}}^{\text{jet}}| \leq 1.1$) en fonction de leur p_T^{jet} pour différentes saveurs de jets.

tribution en masse e^+e^- en utilisant ou non le CPS. 94% des électrons provenant du J/Ψ passent ce critère. Le bruit de fond Drell-Yan et QCD est diminué d'un facteur 10.

La discrimination entre jets beaux et jets de saveur légère est alors possible en utilisant l'algorithme de la route amélioré : sur 100 jets beaux provenant de top, 55 sont sélectionnés contre 75 sans CPS. Cette proportion pour les jets légers varie de 2% (jets provenant du W) à 6% (jets QCD) contre 20 à 30% sans CPS. La fig.36.2 présente la probabilité d'étiquetage des jets en fonction de leur p_T .

36.5 Mesure de $\sigma_{t\bar{t}}$ à DØ

36.5.1 Signal et bruits de fond

La production de paires de quarks top est cherchée dans l'état final "lepton+jets", c'est-à-dire $t\bar{t} \rightarrow (Wb)(Wb) \rightarrow (l\nu b)(jjb)$ avec $l=e$ ou μ . Les jets b sont identifiés par la présence d'un muon dans ce jet. Ainsi, l'événement recherché a les caractéristiques suivantes : un lepton isolé et énergétique, un déficit en énergie transverse caractéristique du neutrino, au moins quatre jets énergétiques dont exactement deux étiquetés chacun par un muon. Cependant, la statistique étant finie, il faut tenir compte des efficacités de reconstruction des objets et des associations. La sélection est présentée dans le paragraphe 36.5.3. La figure 36.3 montre la topologie de l'état final recherché.

La sélection des événements avec ces critères ne définit pas exclusivement notre signal. Certains processus du MS ont la même signature, et les effets de reconstruction et de résolution du détecteur peuvent confondre les objets. Les bruits de fond pour notre canal sont les suivants : les processus QCD (pour lesquels un jet est reconstruit comme un électron, et des fluctuations dans la reconstruction créent artificiellement une énergie manquante), les événements W+jets, Z+jets (production de bosons W/Z accompagnés de jets) et dibosons WW, WZ et ZZ, et les événements contenant au moins un quark top : production électrofaible et en paires dans le canal dilepton (un lepton échappe à l'acceptance du détecteur).

36.5.2 Données et Monte-Carlo

Cette analyse utilise $366 \pm 24 \text{ pb}^{-1}$ de données du détecteur DØ. Le signal et les bruits de fonds ont été générés par ALPGEN interfacés avec Pythia 6.2 pour les radiations dans l'état initial et final, l'hadronisation et la fragmentation. La simulation complète des effets du détecteur est faite par GEANT4. L'énergie des jets et des leptons est modifiée pour reproduire correctement les distributions observées dans les données.

36.5.3 Sélection des événements $t\bar{t}$

Comme certains bruits de fond sont mal connus (QCD, W+jets, Z+jets), il est important de les reje-

ter le plus possible. Les critères de sélection réalisent un compromis entre pureté de l'échantillon final et précision statistique et systématique sur la section efficace. La première étape a pour but de rejeter le fond QCD en demandant des événements avec au moins un bon jet ($p_T^{jet} \geq 15 \text{ GeV}/c$, $|\eta^{jet}| \leq 2.5$) et un boson W : un lepton énergétique ($p_T^l \geq 20 \text{ GeV}/c$) et isolé, ainsi qu'une grande énergie transverse manquante ($\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$). Un veto sur un deuxième lepton énergétique réduit les contributions des processus dibosons. Une coupure spécifique est faite sur l'angle $\Delta\Phi(E_T, l)$ pour éviter les problèmes liés à la reconstruction du lepton. La deuxième étape vise à réduire les fonds W+jets : l'événement doit avoir au moins trois bons jets dont au moins un étiqueté b et remplir des conditions topologiques (énergie totale transverse déposée, aplanarité) particulières aux événements $t\bar{t}$. L'efficacité de cette sélection sur le signal est de 4%.

36.5.4 Mesure de $\sigma_{t\bar{t}}$

Pour cette analyse, trois paramètres sont inconnus : la section efficace $t\bar{t}$, la section efficace W+jets (les distributions cinématiques issues de la simulation sont supposés fiables), et l'efficacité de la sélection sur le fond QCD (difficile à simuler).

Le nombre d'événements QCD après sélection est calculé à partir de la "méthode de la matrice". Un vrai lepton ou un jet QCD reconstruit comme un lepton ne se comporte pas de la même manière vis-à-vis d'un certain jeu de coupures. Un lot d'événements va se trouver enrichi en vrais leptons si on applique ces coupures. En connaissant d'une part le nombre d'événements avant et après, et d'autre part les efficacités pour les vrais et faux leptons de passer ces critères, on peut déduire le nombre d'événements QCD.

La section efficace de production de W associée à des jets est calculée à partir des données elles-mêmes. On connaît le nombre total d'événements ayant un vrai lepton dans les données (par la méthode de la matrice) et dans la simulation sauf pour les W+jets. La soustraction de ces deux nombres donne la solution. Cette méthode requiert la connaissance de $\sigma_{t\bar{t}}$. Elle est fixée dans une première itération à $\sigma_{t\bar{t}}^0 = 7 \text{ pb}$. Cela va donner une première estimation de $\sigma_{t\bar{t}}$ notée $\sigma_{t\bar{t}}^1$ qui va ensuite être injectée dans le calcul du nombre de W+jets. La convergence est rapide et le résultat final ne dépend pas de $\sigma_{t\bar{t}}^0$ (valeurs testées dans l'intervalle $[0; 100 \text{ pb}]$).

La figure 36.4 montre le nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus et observés dans le canal muon+jets, en fonction de la multiplicité en bons jets.

Les incertitudes sont dominées par la statistique. Une première estimation des systématiques donne $\approx 15\%$ d'erreur, auxquels s'ajoutent quadratiquement 6.5% liés à la mesure de la luminosité. Les résultats dans les canaux e+jets, μ +jets et combinés sont compatibles avec les autres analyses et avec les prédictions du MS :

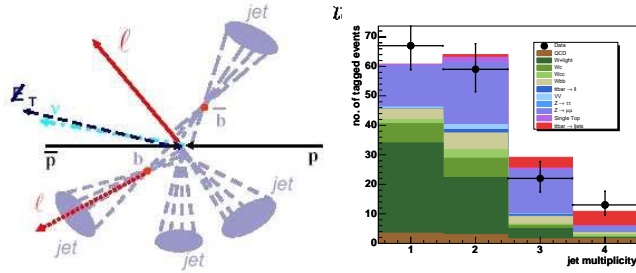


FIG. 36.3 – Signature d'un événement $t\bar{t}$ dans le canal "lepton+jets" avec "soft lepton tag".

FIG. 36.4 – Nombre d'événements $t\bar{t}$ attendus et observés dans le canal muon+jets, en fonction de la multiplicité en bons jets ($p_T^{jet} \geq 15 \text{ GeV}/c$, $|\eta^{jet}| \leq 2.5$).

36.5.5 Incertitudes systématiques

Les sources d'erreurs systématiques sont d'origine expérimentales et théoriques. Elles comprennent, par ordre d'importance, les incertitudes liées aux méthodes d'analyse utilisées (estimations des fonds QCD et W+jets), à la reconstruction des objets (électrons, muons, jets, \cancel{E}_T) et aux corrections d'échelle d'énergie et à la mesure de la luminosité. Les autres sources sont dues aux corrections appliquées à la simulation et à la simulation du déclenchement. Les incertitudes théoriques sont décrites dans la partie 36.2.2.

36.6 Conclusion

Après la découverte du quark top s'est ouverte une ère de détermination précise de ses caractéristiques. C'est dans ce contexte que je mesure $\sigma_{t\bar{t}}$, dans le canal "lepton+jets" avec un étiquetage des jets de b par un muon mou. Cette mesure nécessite une bonne connaissance des fonds et une bonne compréhension de l'analyse. Le résultat combiné e, μ donne $\sigma_{t\bar{t}}(l + jets) = 6.9 \pm 2.1(stat)^{+0.79}_{-0.72}(syst) \pm 0.5(lumi) \text{ pb}$.

L'étiquetage des jets de b peut aussi se faire par des électrons mous. L'inconvénient principal est leur recouvrement avec les jets. En ajoutant les informations du CPS à la méthode de la route, il a été montré qu'il est désormais possible d'identifier des jets beaux avec des électrons mous. Cet algorithme sera utilisé pour une mesure de $\sigma_{t\bar{t}}$.

Le détecteur ATLAS offrira sans doute de meilleures perspectives aux mesures de précisions, en particulier dans le domaine du quark top où près de 80000 paires de quark top sont attendues avec 10 fb^{-1} de données dans le canal "lepton+jets" en supposant une efficacité de sélection de 3%. La difficulté principale sera alors la maîtrise des systématiques tant expérimentales que théoriques.

Références

- [1] http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_public.html;
- [2] Particle Data Group (2004)